

12. Kolchuzhkin A., Potylitsyn A. Multiphoton processes in radiation of relativistic electrons in oriented crystals // Nucl. Instrum. and Methods B. – 2001. – V. 173. – № 1–2. – P. 126–131.
13. Аганьянц А.О., Вартаков Ю.А., Вартапетян Г.А. Поведение жесткой части гамма-излучения электронов с энергией 4.4 ГэВ в ориентированном кристалле алмаза // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 42. – № 8. – С. 325–327.
14. Potylitsyn A.P. Comparison of undulator-based and crystal-based positron sources. – KEK Proceedings. – 2002. – № 26. – P. 34–41.
15. Potylitsyn A.P. Nucl. Production of polarized positrons through interaction of longitudinally polarized electrons with thin targets // Nucl. Instrum. and Methods A. – 1997. – V. 398. – P. 395–398.
16. Борзов А.В. и др. Выращивание синтетических кристаллов алмаза в камерах высокого давления // Доклады РАН. – 2000. – Т. 374. – № 1. – С. 91–98.
17. Satoh M., Suwada T., Furukawa K. et al. Experimental study of positron production from silicon and diamond crystals by 8-GeV channeling electrons // Nucl. Instrum. and Methods B. – 2005. – V. 227. – P. 3–10.

УДК 539.21

ТУШЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОФОСФОРОВ АТОМАРНЫМ КИСЛОРОДОМ.

Ч. 2. МОДЕЛЬ МЕХАНИЗМА ТУШЕНИЯ

Ю.И. Тюрин, С.Х. Шигалугов*, Н.Д. Толмачева

Томский политехнический университет

E-mail: tyurin@fnsn.tpu.edu.ru

*Норильский индустриальный институт

E-mail: effi@norcom.ru

Рассмотрены кинетические механизмы диффузионных процессов тушения фотолюминесценции кристаллофосфоров в атмосфере атомарного кислорода и процессы восстановления интенсивности фотолюминесценции при прогреве люминофоров в вакууме и иных восстановительных атмосферах. Определены параметры диффузии кислорода и водорода в кристаллических решетках с дефицитом кислорода.

Введение

В первой части статьи [1] обсуждались экспериментальные результаты по тушению фотолюминесценции кристаллофосфоров с дефицитом решеточного кислорода. Процесс тушения люминесценции был связан с процессами интеркомбинационной конверсии в примесных центрах свечения твердых тел, катализируемых диффузионно проникающим в решетку атомарным кислородом. Важной особенностью процессов тушения является их селективность к атомарному кислороду и возможность долговременной «записи» информации о неравновесных кислородосодержащих атмосферах в параметрах тушения фотолюминесценции кристаллофосфоров.

Используя полученные спектрально-кинетические результаты, рассмотрим диффузионную модель процессов тушения фотолюминесценции и определим параметры диффузионных процессов на основе люминесцентных характеристик кристаллофосфоров. Представляет также интерес промоделировать процессы восстановления интенсивности фотолюминесценции при отжиге «потушенных» кислородом люминофоров в вакууме и иных атмосферах, в том числе обладающими восстанавливающими свойствами.

1. Модель механизма тушения

Рассмотрим механизм тушения на основе диффузионной модели. В случае широкозонного об-

разца (для Y_2O_3 , $E_g=5,6$ эВ [2]) оптическое излучение примесных центров поглощается самим фосфором слабо, поэтому уменьшение $-dI$ интенсивности ФЛ слоем толщиной dx равно:

$$-dI = \frac{I_0}{l \left(1 + \frac{\Gamma}{\Gamma^*} \cdot \frac{C(x,t)}{C} \right)} dx,$$

где I_0 – интенсивность люминесценции образца толщиной l в отсутствие атомов О; $C(x,t)$, C – концентрации атомов О на глубине x в моменты t и $t \rightarrow \infty$ (стационарная); Γ , Γ^* – скорости безызлучательной и излучательной релаксации центров свечения.

В простейшем приближении, разбив образец по глубине l на две области: первую, толщиной $l_D = \sqrt{D\tau}$, $C(l_D, t) = C(0, t)$, (τ – среднее время диффузионного скачка, D – коэффициент диффузии) и вторую $l - l_D$, $C(l - l_D, t) = 0$, будем иметь

$$I(t) = - \frac{I_0}{1 + \frac{\Gamma}{\Gamma^*} \cdot \frac{C(0,t)}{C}} \cdot \frac{l_D}{l} + I_0 \frac{l - l_D}{l}.$$

При этом распределение кислорода по глубине определяется уравнением диффузии

$$\frac{\partial C(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C(x,t)}{\partial x^2}$$

со следующими граничными и начальными условиями

$$\left. \begin{aligned} C(\infty, t) &= 0, \\ C(x, 0) &= 0, \\ -D \frac{\partial C(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} &= -v_D C(0, t) + v_1 N - v_1' N(0, t) + \tau^{-1} N(0, t) \end{aligned} \right\}.$$

Последнее уравнение системы определяет диффузионный поток атомов в момент t при скорости v_D через поверхность люминофора. $N(0, t), N$ – концентрации адсорбированных атомов О- L и свободных мест адсорбции L ; v, v_1' – отнесённые к I вероятности адсорбции и десорбции атомов О.

Решение уравнения диффузии с соответствующими граничными условиями в пренебрежение обратной диффузией в тонком приповерхностном слое порошкообразного образца, приводит к следующей зависимости $C(0, t)$:

$$C(0, t) = \frac{N}{\tau \sqrt{\pi D}} \left[2\sqrt{t} - (-v) \frac{1}{2} e^{-v_1' t} \times \times \operatorname{erfc}(i \sqrt{v_1' t}) \right] \approx \frac{2N}{\tau \sqrt{\pi D}} \sqrt{t} (1 - e^{-v_1' t}).$$

В этом случае

$$I(t) = \frac{I_0}{1 + \left(2N \frac{\sqrt{t}}{\tau \sqrt{\pi D}} \right) (1 - e^{-v_1' t}) \left(\frac{\Gamma}{C\Gamma^*} \right)} \cdot \frac{l_0}{l} + I_0 \frac{l - l_0}{l_0}.$$

Данная аппроксимация описывает "начальные" участки кинетических кривых изменения интенсивности, когда концентрация далека от насыщающей. При концентрациях $C(0, t)$, близких к насыщению ($t \rightarrow \infty$), имеем $C(0, t) = \frac{N}{\tau v_D} \left(1 - e^{t/\tau} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{\tau}} \right)$.

В случае малых потоков атомов кислорода (диссоциация O_2 и N_2O на Rh-ленте) наилучшая аппроксимация экспериментальных кривых тушения ФЛ $Y_2O_3:Bi^{3+}$ достигается зависимостью (см. рис. 1 в [1]).

$$I(t) = \frac{I_0}{1 + a \sqrt{t} (1 - e^{-v_1' t})}.$$

Значения параметров a и v_1 приведены в табл. 1.

Таблица 1. Значения параметров кинетической кривой тушения ФЛ $Y_2O_3:Bi^{3+}$ атомами кислорода О, получаемыми пиролизически

Газ	$a, c^{-1/2}$	v_1, c^{-1}	$T, K, \text{образца}$	$T, K, \text{образца}$	$P, \text{Па}$	$I_0, \text{отн. ед.}$
O_2	0,27	$4,2 \cdot 10^{-2}$	600	1600	2	92
N_2O	0,18	$3,4 \cdot 10^{-2}$	600	1500	2	72
N_2O	0,18	0,1	550	1500	50	70

При "высоких" температурах образца ($>550 K$) кислород проникает по всей глубине порошок люминофора, но скорость заполнения поверхности атомами О является лимитирующей стадией процесса тушения. Об этом говорит отсутствие слагаемого $I_0 \frac{l-l_0}{l}$ в зависимости $I(t)$ и наличие множителя $1 - e^{-v_1' t}$ в знаменателе формулы для $I(t)$.

Значительно большие потоки j_0 атомов О получаются при использовании ВЧ-разряда для диссоциации O_2 и N_2O . В этом случае (большие $v_1 = \sigma j_0$, σ – сечение адсорбции) зависимость упрощается (рис. 2 в [1], табл. 2)

$$I(t) = I_0 / (1 + a \sqrt{t}).$$

Энергия активации процесса диффузии атомов О равна $E_a = 0,70 \pm 0,1$ эВ (в предположении, что увеличение скорости вхождения кислорода с ростом температуры лимитируется активированной диффузией).

После "отключения" атомов О над образцом изменение концентрации их внутри образца в направлении x также описывается уравнением диффузии с соответствующими граничными и начальными условиями

$$\left. \begin{aligned} -D \frac{\partial C(0, t)}{\partial x} &= -v_D C(0, t) \\ C(x, 0) &= C_0 \\ C(x, \infty) &= 0 \\ \frac{\partial C(x, t)}{\partial t} &= D \frac{\partial^2 C(x, t)}{\partial x^2} \end{aligned} \right\}.$$

Таблица 2. Значения параметров кинетической кривой тушения ФЛ $Y_2O_3:Bi^{3+}$ атомами кислорода из ВЧ-разряда

Газ	$a, c^{-1/2}$	$I_0, \text{отн. ед.}$	$T, K, \text{образца}$	$P, \text{Па, газа}$
N_2O	0,192	72	600	2
O_2	0,217	88	600	2
O_2	0,256	84	600	–
O_2	0,210	87	600	–
O_2	0,108	80	550	–
O_2	0,125	83	550	–
Воздух	0,121	88	600	2
СО	0,030	72	600	2

Решая систему, находим

$$C(x, t) = \frac{C_0}{t} - \frac{v_D C_0 \exp(-\sqrt{t/D})}{t(v_D + \sqrt{D/t})}.$$

Для приповерхностной области ($x=l_0$), имеем

$$C(0, t) = C_0 (\exp \frac{t}{\tau}) \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{\tau}}.$$

Подставляя зависимость $C(0, t)$ в выражение для интенсивности ФЛ, получаем растущую зависимость $I(t)$ при удалении кислорода из образца прогревом в атмосфере, не содержащей атомов О.

Считая температурную зависимость скорости диффузионного выхода атомов кислорода аррениусовской, можно по растущим кривым (рис. 4 в [1]) определить энергию активации E_a' :

$$E_a' = \frac{k}{(1/T_2 - 1/T_1)} \ln \left[\frac{I(t, T_1) - I(0, T_1)}{I(t, T_2) - I(0, T_2)} \cdot \frac{I(0, T_2)}{I(0, T_1)} \right]^2.$$

Здесь T_1, T_2 – температуры прогрева образца ($T_2 > T_1$), $I(0, T), I(t, T)$ – интенсивности ФЛ в момент начала и спустя время t после начала обезгаживания прогревом при температуре T . Для образца $Y_2O_3:Bi^{3+}$ найдем $E_a' = 0,75 \pm 0,05$ эВ.

Полученное значение E'_a по выходу атомов О из образца $Y_2O_3:Bi^{3+}$ в пределах погрешности эксперимента совпадает со значением E_a по входу атомов О в $Y_2O_3:Bi^{3+}$ ($0,7 \pm 0,1$ эВ), что подтверждает обратимый характер данного диффузионного процесса.

2. Восстановление водородом свечения фосфоров, предварительно «потушенных» кислородом

На рис. 1–4 приведены кинетические кривые тушения люминесценции фосфора $Y_2O_3:Eu^{3+}$ (8 мол. %) атомарным кислородом и последующего восстановления люминесценции ранее экспонированного атомами кислорода образца $Y_2O_3:Eu^{3+}$ прогревом в вакууме, молекулярных кислороде и водороде и атомарном водороде. Отметим очевидно более быстрое восстановление свечения при прогреве в присутствии атомов водорода (рис. 2, кривая 1; рис. 3, кривая 3; рис. 5, участки с-d, d-e и f-l) по сравнению с прогревом при давлении 10^{-5} Па (рис. 1, кривая 2) или в молекулярном водороде (рис. 3, кривая 2). Все кинетические кривые восстановления свечения атомарным водородом имеют сублинейный характер с выходом к насыщению за время $\tau_1 \approx 100$ мин при 725 К и $\tau_2 \approx 10$ мин при 325 К. В вакууме и молекулярных газах O_2 и H_2 , процесс восстановления идет заметно медленнее. Описать процесс восстановления свечения можно простейшей моделью прекращения процессов интеркомбинационной конверсии при участии атомарного кислорода, диффузионно прошедшего к ионам Eu^{3+} , в реакции взаимодействия этих избыточных атомов О с диффузионным потоком атомов Н. Убыль атомов О в этом случае можно списать уравнением

$$\frac{dC_H(t)}{dt} = -\sigma \frac{v_{D_H}}{4} \cdot C_H(t) \cdot C_O(t),$$

где v_{D_H} – скорость диффузионного потока атомов Н в образец, σ – сечение реакции взаимодействия атомов О и Н, $C_O(t)$ – концентрация атомов О в момент времени t в образце $Y_2O_3:Eu^{3+}$.

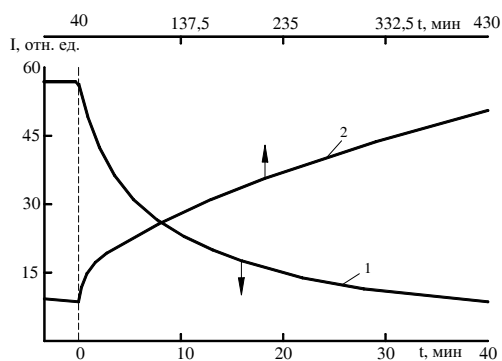


Рис. 1. Кинетические кривые при температуре 775 К: 1) тушения фотолюминесценции образца $Y_2O_3:Eu^{3+}$ (8 мол. %) атомами кислорода ($j_0=1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) и 2) восстановления свечения при давлении 10^{-5} Па, $\lambda_{\text{возб.}}=262 \text{ нм}$; $460 < \lambda_{\text{изл.}} < 640 \text{ нм}$

Решая, полученное уравнение находим

$$C_O(t) = C_O(0) \cdot \exp \left(-\frac{\sigma \cdot v_{D_H}}{4} \int_0^t C_H(t) dt \right).$$

Убыль атомов О, стимулирующих процесс интеркомбинационной конверсии сопровождается соответствующим ростом интенсивности свечения

$$I(t) = \frac{I_0}{1 + a C_O(t)},$$

где $a = \frac{F}{F^*} \cdot \frac{1}{C_O(0)}$, $C_O(0)$ – начальная концентрация атомов кислорода перед экспонированием люминофора атомами Н.

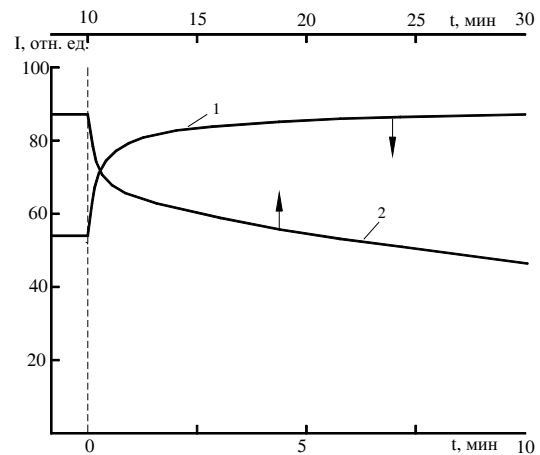


Рис. 2. Кинетические кривые при 775 К: 1) восстановления фотолюминесценции (ФЛ) $Y_2O_3:Eu^{3+}$ (8 мол. %) атомами Н, $j_H=1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и 2) тушения ФЛ $Y_2O_3:Eu^{3+}$ атомами О, $j_O=1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. $\lambda_{\text{возб.}}=262 \text{ нм}$; $460 < \lambda_{\text{изл.}} < 640 \text{ нм}$

Дальнейшая детализация описания разгорания свечения в водороде связана с выбором в соответствие эксперименту этапа процесса вхождения атомов водорода в образец.

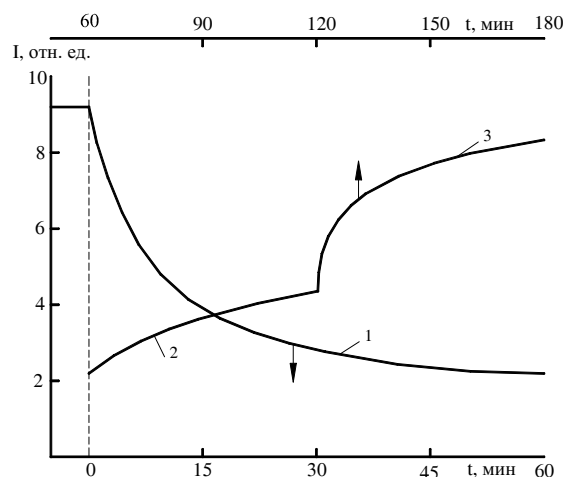


Рис. 3. Кинетические кривые при 675 К: 1) тушения фотолюминесценции образца $Y_2O_3:Eu$ (8 мол. %) атомами О, $j_O=1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и 2) восстановления ФЛ в потоке молекулярного водорода и 3) атомарного водорода, $j_H=1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. $\lambda_{\text{возб.}}=262 \text{ нм}$; $460 < \lambda_{\text{изл.}} < 640 \text{ нм}$

В общем случае для относительно равномерно распределения водорода в небольших по размеру ($\ell \approx \ell_{D_H}$ – диффузионная глубина проникновения Н) порошинках, имеем

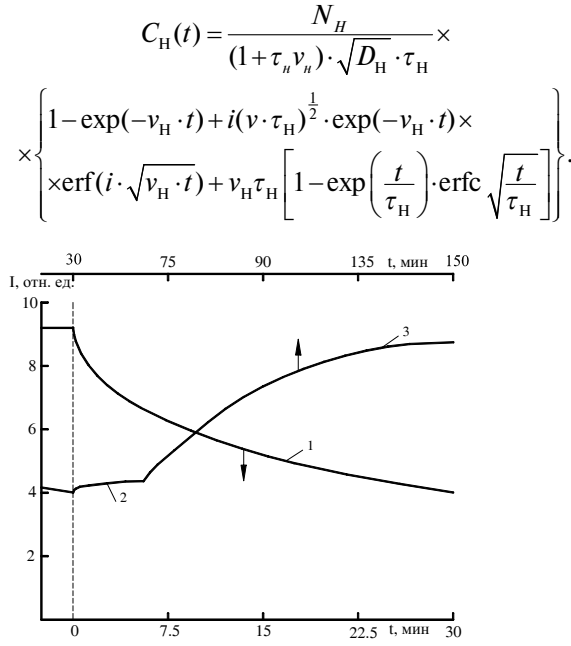


Рис. 4. Кинетические кривые при 730 К: 1) тушения фотолюминесценции образца $Y_2O_3:Eu$ (8 мол. %) атомами О, $j_o=1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, восстановления ФЛ 2) при давлении 10^{-5} Па и 3) в атмосфере атомарного водорода $j_H=1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $\lambda_{\text{возб.}}=262 \text{ нм}$; $460 < \lambda_{\text{изл.}} < 640 \text{ нм}$

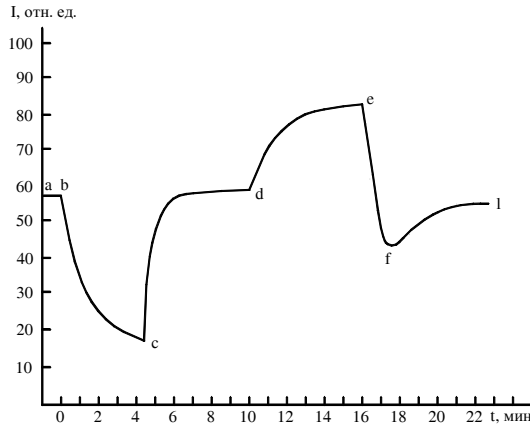


Рис. 5. Эволюция кинетики фотолюминесценции образца $Y_2O_3:Eu^{3+}$ (8 мол. %) при совместном воздействии атомно-молекулярных потоков О и Н: ab – «включены» потоки $O+O_2$ и $H+H_2$; bc – перекрыт поток $H+H_2$, действует поток $O+O_2$; cd – открыт поток $H+H_2$, действуют потоки $O+O_2$ и $H+H_2$; de – перекрыт поток $O+O_2$, действует поток $H+H_2$; ef – открыт поток $O+O_2$, действуют потоки $O+O_2$ и $H+H_2$; Температура образца 773 К, плотности потоков атомов О и Н одинаковы и равны $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

При концентрациях $C_H(t)$ далеких от насыщения

$$C_H(t) \approx \frac{2N_H}{\tau_H \sqrt{\pi D_H}} \sqrt{t}.$$

В этом случае

$$b \equiv \frac{N_H \sigma \cdot v_{D_H}}{3 \sqrt{\pi \cdot D_H} \cdot \tau_H} = b_0 \exp \left(- \frac{E_a + 1,5 E_{D_H}}{kT} \right).$$

Что соответствует кинетической кривой разгона:

$$I(t) = \frac{I_0}{1 + aC_o(0) \cdot \exp \left(-b \cdot t^{\frac{3}{2}} \right)},$$

$$C_o(t) = C_o(0) \exp \left(- \frac{N_H \cdot \sigma \cdot v_{D_H}}{3 \cdot \tau_H \sqrt{\pi D_H}} \cdot t^{\frac{3}{2}} \right) = C_o(0) \cdot \exp \left(-b \cdot t^{\frac{3}{2}} \right).$$

При «малых» t ($b \cdot t^{3/2} \ll 1$) имеем

$$I(t) = \frac{I_0}{1 + aC_o(0) \cdot (1 - b \cdot t^{\frac{3}{2}})} = \frac{I_0 / [1 + aC_o(0)]}{1 - \frac{aC_o(0)}{1 + aC_o(0)} b \cdot t^{\frac{3}{2}}} = I_{(t=0)} \left[1 + \frac{aC_o(0)}{1 + aC_o(0)} b \cdot t^{\frac{3}{2}} \right].$$

На начальных участках кинетических кривых восстановления интенсивности свечения в водороде должен наблюдаться сверхлинейный рост ($\sim t^{3/2}$), что противоречит эксперименту. В случае, если эксперименту соответствует «быстрая» диффузия атомов Н, близкая к насыщению, имеем:

$$C_H(t) = \frac{N_H}{\tau_H v_{D_H}} \left(1 - \sqrt{\frac{\tau_H}{\pi \cdot t}} \right).$$

Это соответствует убыли атомов О по закону

$$b = b_0 \exp \left(- \frac{E_{акт} + E_{D_H}}{kT} \right):$$

$$C_o(t) = C_o(0) \exp \left[- \frac{\sigma \cdot v_{D_H}}{4} \cdot \int_0^t C_H(t) dt \right] = C_o(0) \exp \left[-b \left(t - 2 \sqrt{\frac{\tau_H}{\pi}} \sqrt{t} \right) \sqrt{\tau_H} \right].$$

В итоге это приведет к сублинейному росту интенсивности свечения люминофора, экспонированного в кислороде при малых t ($t \cdot b \ll 1$) в соответствии с имеющимися экспериментальными данными

$$I(t) = I_{(t=0)} \left[1 + \frac{aC_o(0)}{1 + aC_o(0)} b \left(t - 2 \sqrt{\frac{\tau_H \cdot t}{\pi}} \right) \sqrt{\tau_H} \right].$$

Вычисленная по начальным участкам кинетических кривых нарастания свечения сумма энергий активации взаимодействия атомов О и Н в матрице Y_2O_3 и энергии активации диффузии атомов Н оказывается равной

$$E_{a_{O+H}} + E_{D_H} = k \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)^{-1} \cdot \ln \frac{b(T_1)}{b(T_2)} \approx 2 \text{ эВ}.$$

Столь большая энергия активации процессов диффузии и взаимодействия атомов О и Н, вероятно свидетельствует о необходимости значительных энергозатрат для образования относительно подвижного комплекса ОН в решетке Y_2O_3 . Экспериментально по-

казано, что взаимодействие атомов Н с внедренным кислородом обратимо восстанавливает решетку $Y_2O_3:Eu^{3+}$ ко всему комплексу последующих воздействий неравновесных газовых сред. Кинетические кривые восстановления атомарным водородом интенсивности свечения Y_2O_3 -фосфоров, предварительно «потушенных» атомарным кислородом, наилучшим образом соответствуют модели быстрого проникновения атомов Н в объем оксида и относительно медленного, высокоактивационного взаимодействия атомов водорода с ранее внедренным кислородом.

Выводы

1. Предложена кинетическая диффузионная модель механизма тушения люминесценции. Определена энергия активации ($0,7 \pm 0,1$ эВ) процесса диффузии атомов О в решетке Y_2O_3 .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шигалугов С.Х., Тюрин Ю.И., Толмачева Н.Д. Тушение люминесценции кристаллофосфоров атомарным кислородом. Ч. 1. Экспериментальные результаты // Известия Томского политехнического университета. — 2005. — Т. 308. — № 5. — С. 65–70.

2. Показано, что тушение люминесценции носит обратимый характер. Энергия активации процесса диффузии по выходу атомов О из образца в пределах погрешности эксперимента равна энергии активации диффузии по входу атомов О в образец.
3. Восстановление интенсивности люминесценции предварительно «потушенных» атомами О образцов резко ускоряется в атмосфере атомарного водорода. Рассмотрена диффузионная модель восстановления люминесценции Y_2O_3 -фосфоров атомов водорода с быстрым проникновением атомов Н в объем оксида и относительно медленным, высокоактивационным (~ 2 эВ) взаимодействием атомов водорода с ранее внедренным кислородом. В результате происходит образование относительно подвижного комплекса ОН в решетке Y_2O_3 .

2. Савихина Т.И., Мерилоо И.А. Фотонное умножение в простых и двойных оксидах металлов // Тр. Ин-та физики АН ЭССР. — 1979. — Вып. 49. — С. 146–171.

УДК 621.373.826

РАБОТА ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ В РЕЖИМЕ ПОНИЖЕННОГО ЭНЕРГОВКЛАДА В РАЗРЯД

Ф.А. Губарев^{1,2}, Г.С. Евтушенко^{1,2}, В.Б. Суханов², В.Ф. Федоров²

¹Томский политехнический университет

E-mail: GFAddTPU@tpu.ru

²Институт оптики атмосферы СО РАН. г. Томск

E-mail: gel@asd.iao.ru

Проведены исследования режимов пониженного энерговклада в разряд в лазере на парах чистой меди малой мощности. Показано, что при переключении активного элемента на меньшую рабочую емкость вводимая в разряд мощность существенно уменьшается при относительно малом снижении мощности генерации (по сравнению с обычным режимом работы). Практический КПД лазера возрос в 2,8 раза; физический — в 8,8 раза.

Введение

Лазеры на парах меди, работающие на атомных переходах с длинами волн 510,6 нм и 578,2 нм, являются наиболее мощными и эффективными импульсными лазерами на парах металлов. Они находят широкое применение в устройствах дистанционного зондирования атмосферы, прецизионной обработки материалов, в проекционных микроскопах, в медицинских системах, для накачки лазеров на красителях и др. В первых работах, посвященных лазеру на парах меди, максимальный КПД оценивался в 23 %, ожидалось получить реальное значение 10 % [1]. Однако, несмотря на более чем тридцатилетнюю историю развития лазеров на парах меди, создание высокоэффективных импульсно-периодических лазеров на парах меди ($\eta=5...10$ %) по-прежнему остается сложной зада-

чей. Типичное значение КПД для современных лазеров на парах меди варьируется в диапазоне 0,5...1,0 %, в то время как рекордные значения не превышают 3,0 % для лазера на парах чистой меди и бромида меди [2, 3], 3,2 % — для гибридного лазера [4]. Одним из способов повышения эффективности лазера является снижение энерговклада в разряд при сохранении уровня мощности генерации. При этом мощность, вводимая в разряд, уменьшается, но эффективность возбуждения верхних рабочих уровней не снижается. В работе [5] путем математического моделирования было показано, что для эффективной накачки рабочих переходов лазера на парах меди необходимо формировать на активном элементе импульс возбуждения с крутым фронтом напряжения, обрывающийся в момент окончания импульса генерации. Максимальный